

境界要素法により数値的に求められた散乱音場と 頭部伝達関数によるバイノーラル信号の合成

Reproducing binaural signals using head-related transfer function
and the numerical sound field calculated by boundary element method

川井 郁哉¹⁾, 吉川 仁²⁾

Ikuya KAWAI and Hitoshi YOSHIKAWA

- 1) 京都大学大学院情報学研究科 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町, E-mail: kawai@acs.i.kyoto-u.ac.jp)
2) 京都大学大学院情報学研究科 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町, E-mail: yskhit@i.kyoto-u.ac.jp)

In this study, we calculate the scattered sound field using boundary element method (BEM), and attempt to reproduce the sound heard by both ears of a character in a virtual space by convolving the numerically obtained sound field and the head-related transfer function (HRTF). We also attempt to shorten the computational time by using the far field approximation. As a result, we can reproduce the binaural signals without much loss of accuracy.

Key Words: VR, BEM, HRTF, far field approximation

1. はじめに

近年, バーチャルリアリティ (VR) 技術が注目を集めるようになり, バーチャル空間上の様々な情報をユーザーが疑似体験として得るための技術が研究されている. 中でも音場再現技術は多く研究されており, VR 上で人の耳元で鳴る音声信号を再現することは重要な課題である. 本研究では, 散乱体を含む三次元空間内に存在する人の耳に届く音を再現することを試みる.

また, 周辺の音源が空間のどこにあるかを知覚する音像定位と呼ばれる人が持つ機能を考える⁽¹⁾. 音像定位は, 頭部による音響現象を人間が知覚しているものと考えられるが, これらに必要な総合的な情報を含んだ現象をシステムとして考える. ここに, 頭部周辺の空間点から耳孔への時不変システムを表した伝達関数を頭部伝達関数 (HRTF) である.

頭部伝達関数を介して入力音を処理することで, 外部からの音を両耳に届く音に直接変換できると考えられる. このような両耳に提示する信号を制御する手法を一般的にバイノーラル技術と呼び, 本研究では合成する直接的な両耳への音信号をバイノーラル

信号, バイノーラル音と表現する. これまでの研究で, 頭部伝達関数を介することでバイノーラル音を合成する研究はすでに行われているが, 著者の知るところでは波動音響理論により求めた音場と頭部伝達関数を用いたバイノーラル音の合成についての研究は行われていない. 例えば, 空間音響を幾何音響理論に基づき計算し頭部伝達関数と合成する手法が用いられるなど, 音場そのものを正確に再現できているとは言えない^(2, 3, 4). また, VR 空間上でユーザーが聞く音を再現する研究も行われているが, これは例えば頭部中心の一点での音圧を再現したもので, 頭部による散乱などの影響は考慮されていない⁽⁵⁾. そこで本研究では, 境界要素法により計算される散乱音場の計算結果を用い, 頭部伝達関数を用いて空間内に存在する人やキャラクターの耳に届く音を再現することを目的とする. HRTF を考慮しない場合, 複雑な形状である頭部や耳の表面を要素分割し数値解析を行う必要があり, 計算コストは非常に高くなる. 本提案手法は散乱体として頭部や耳の境界を考慮しなくてもよいという点が特徴である. また, 遠方近似を用いて精度を保ちながら音の再現に必要な計算時間を削減する試みも行う.

2. 時間域境界要素法を用いた散乱音場の数値解析

散乱体を持つ3次元領域 D において、1点の点音源 \mathbf{x}_0 から発せられる音（音圧） $u(t)$ の散乱音場を考える。この節においては添字に対し総和規約を適用する。また $(\cdot)_{,i}$ は $\frac{\partial}{\partial x_i}$, $(\dot{\cdot})$ は $\frac{\partial}{\partial t}$ を表す。

2.1. 散乱場における波動方程式の初期値境界値問題

ある閉じた三次元領域 D^c の補領域 D （外部領域）において、位置 \mathbf{x} 、時刻 t での音圧 $u(\mathbf{x}, t)$ についての波動方程式の初期値境界値問題を考える（Fig.1）。

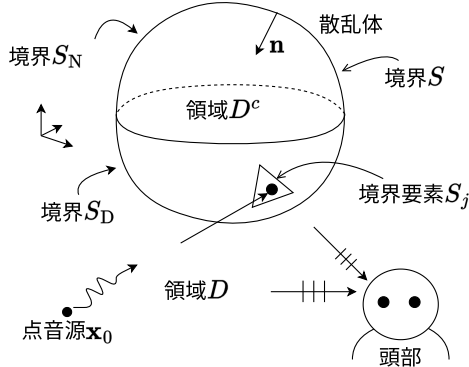


Fig.1 波動散乱問題

$$\frac{1}{c^2} \ddot{u}(\mathbf{x}, t) - \Delta u(\mathbf{x}, t) = 0, \quad \mathbf{x} \in D, t > 0, \quad (1)$$

$$u(\mathbf{x}, 0) = 0, \quad \mathbf{x} \in D, \quad (2)$$

$$\dot{u}(\mathbf{x}, 0) = 0, \quad \mathbf{x} \in D, \quad (3)$$

$$u(\mathbf{x}, t) = \bar{u}(\mathbf{x}, t), \quad \mathbf{x} \in S_D, \quad t > 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial u}{\partial n}(\mathbf{x}, t) = \bar{q}(\mathbf{x}, t), \quad \mathbf{x} \in S_N, \quad t > 0, \quad (5)$$

$$u(\mathbf{x}, t) \rightarrow u^{\text{in}}(\mathbf{x}, t), \quad |\mathbf{x}| \rightarrow \infty, \quad (6)$$

ここに、 $\frac{\partial}{\partial n}$ は境界上の点における外向き単位法線ベクトルを n_i として $n_i \frac{\partial}{\partial x_i}$, c は音速を表す。また、 S_D は Dirichlet 境界条件、 S_N は Neumann 境界条件を課す境界であり、 $S_D \cap S_N = \emptyset, S_D \cup S_N = S$ である。また \bar{u}, \bar{q} は既知関数、 u^{in} は既知の入射波である。

本研究では、空間上に固定された一点の点音源 \mathbf{x}_0 から出る音圧 $u_0(t)$ を入射波として考える。このとき、入射波 $u^{\text{in}}(\mathbf{x}, t)$ は、

$$u^{\text{in}}(\mathbf{x}, t) = \frac{u_0(t - r_0/c)}{4\pi r_0} \quad (7)$$

と表示される。ここに、 $r_0 := |\mathbf{x} - \mathbf{x}_0|$ である。

2.2. 時間域境界要素法を用いた解法

初期値境界値問題 (1)~(6) を時間域境界要素法によって解く。境界要素法では、支配方程式の基本解を用いて解を境界上の積分方程式で表す。3次元波動方程式の基本解 Γ は以下で示される。

$$\Gamma(\mathbf{x}, t) = \frac{\delta(t - |\mathbf{x}|/c)}{4\pi|\mathbf{x}|}. \quad (8)$$

基本解によって、初期値境界値問題の解は以下の積分方程式で示される。

$$\left. \begin{aligned} u(\mathbf{x}, t) & \quad (\mathbf{x} \in D) \\ 0 & \quad (\mathbf{x} \in D^c) \end{aligned} \right\} \\ = u^{\text{in}}(\mathbf{x}, t) + \int_S \int_0^t \Gamma(\mathbf{x} - \mathbf{y}, t - s) \frac{\partial u}{\partial n}(\mathbf{y}, s) ds dS_{\mathbf{y}} \\ - \int_S \int_0^t \frac{\partial \Gamma}{\partial n}(\mathbf{x} - \mathbf{y}, t - s) u(\mathbf{y}, s) ds dS_{\mathbf{y}}. \quad (9)$$

なお、右辺第二項、第三項はそれぞれ一重層ポテンシャル、二重層ポテンシャルと呼ばれる。

$\mathbf{y} \in S_D$ において $\frac{\partial u}{\partial n}$, $\mathbf{y} \in S_N$ において u が未知であるため、境界上のこれらの未知量を求めるために、 D^c 上の点 \mathbf{x} を境界 S に極限移行した境界積分方程式を数値的に解く。

$$0 = u^{\text{in}}(\mathbf{x}, t) + \int_S \int_0^t \Gamma(\mathbf{x} - \mathbf{y}, t - s) \frac{\partial u}{\partial n}(\mathbf{y}, s) ds dS_{\mathbf{y}} \\ - \lim_{\xi \rightarrow \mathbf{x}} \int_S \int_0^t \frac{\partial \Gamma}{\partial n}(\xi - \mathbf{y}, t - s) u(\mathbf{y}, s) ds dS_{\mathbf{y}}, \quad (10)$$

\mathbf{x} on $S, \xi \in D^c, t > 0.$

境界積分方程式 (10) を数値的に解き、得られた境界量を用いて任意の内点における音圧を式 (9) を用いて計算する。

なお、音圧の勾配をのちに用いるが、勾配は式 (9) より以下の式で計算できる。

$$\frac{\partial u}{\partial x_i}(\mathbf{x}, t) \\ = \frac{\partial u^{\text{in}}}{\partial x_i}(\mathbf{x}, t) \\ + \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S \int_0^t \Gamma(\mathbf{x} - \mathbf{y}, t - s) \frac{\partial u}{\partial n_{\mathbf{y}}}(\mathbf{y}, s) ds dS \\ - \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S \int_0^t \frac{\partial \Gamma}{\partial n}(\mathbf{x} - \mathbf{y}, t - s) u(\mathbf{y}, s) ds dS. \quad (11)$$

数値計算を行う際、離散化は選点法により行う。境界 S を三角形の境界要素 S_j ($j = 1, 2, \dots, N$) に分割し、境界要素の代表点を \mathbf{x}^j とおく。時間増分を Δt とする。また、内挿の際には区分一定の空間内挿関数 $M_S^j(\mathbf{x})$ と、 $2\Delta t$ の長さの台を持つ区分線形の時間内挿関数 $M_T^m(t; \Delta t)$ ($m = 1, 2, \dots, n$) を用いる。すなわち、

$$M_S^j(\mathbf{x}) = \begin{cases} 1, & \mathbf{x} \in S_j, \\ 0, & \text{otherwise,} \end{cases} \quad (12)$$

$$M_T^m(t; \Delta t) = \begin{cases} \frac{t}{\Delta t} - m + 1, & (m - 1)\Delta t \leq t < m\Delta t, \\ \frac{t}{\Delta t} + m + 1, & m\Delta t \leq t < (m + 1)\Delta t, \\ 0, & \text{otherwise,} \end{cases} \quad (13)$$

である。

3. 頭部伝達関数を用いたバイノーラル音声信号の生成

本節では、時間域インパルス応答データとして提供される頭部伝達関数のデータセットと数値計算で得られた数値音場を用いて目的の信号を生成する手法について説明する。

3.1. 頭部伝達関数

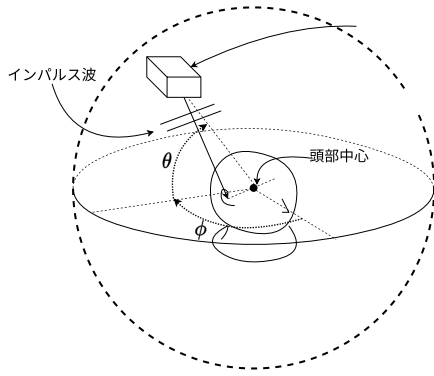


Fig2 HRTF のイメージ

頭部伝達関数 (Head Related Transfer Function, HRTF), 頭部インパルス応答 (Head Related Impulse Response, HRIR) は, 頭部周辺の空間点から耳孔への時不変システムを表した伝達関数, またはインパルス応答である. 一般に言われる周波数領域の伝達関数は, Fourier 変換により時間領域のインパルス応答と同等なものである. 本研究で用いるデータは HRIR の形式であるが, 用いたデータセットの仕様書における表記に合わせて HRTF と呼ぶことにする.

HRTF を得るためには, 実測や数値計算などで耳孔での応答を計算するなどの方法がある. 実測する場合は, Fig.2 のように, 音響計測用の頭部・トルソ型の頭部シミュレタマネキン (HATS) とラウドスピーカーを用いて無響室で測定するのが一般的である. 本研究では, 1994 年に MIT が作成したデータを用いる⁽⁶⁾. これは, 標準的な HATS 製品である KEMAR を用いた無響室における実測で得られたデータセットである. このデータの主な仕様とそれに伴う本研究における定義は以下の通りである⁽⁶⁾.

- 耳と耳を結ぶ線分の中点を頭部中心と定義する.
- KEMAR が水平面に立っている状態で, 水平前方方向を仰角 0 度, 方位角 0 度と定義する.
- 仰角は上を向く方を正, 方位角は頭部から見て右側に回転する向きを正と定義する.
- 頭部中心を中心とする半径 1.4m の仮想的な球殻を音源球面と呼ぶことにする. 適当な仰角 θ , 方位角 ϕ を用いて, 頭部中心を原点とする極座標で $(1.4, \theta, \phi)$ で表される点を HRTF 音源点と呼ぶことにする.
- 様々な HRTF 音源点に頭部中心を向くように設置されたラウドスピーカーから, インパルスを再生し, その応答を耳孔部に置かれたマイクで計測する.
- 入力インパルス信号の具体的な形について詳細は記されていないが, 時系列データの形状から, 区分線形の

時間内挿関数に等しいと推定した. ただし, 後述の通り, サポートが境界要素法の数値計算とは異なることに注意する.

- 用いられた KEMAR の寸法についても詳細はなかったが, 仰角 0, 方位角 $\pi/4$ からの HRTF と, 仰角 0, 方位角 $3\pi/4$ からの HRTF におけるインパルスの到達時刻をサンプル単位で比較し, 音の速度を 340 m/s とした場合に左右の耳の距離は 20 cm 程度であると推定した.
- 各 HRTF はサンプリング周波数 44100Hz, ビットレートは 16bit で計測され, 区間 $(-1, 1)$ の数値を符号付き 16bit 整数に対応させた数値を 512 サンプル並べた 1024byte バイナリデータとして提供されている.
- データセットには, 仰角が弧度法で -40 度から 90 度まで 10 度刻み, 方位角は仰角によって異なる一定等間隔の刻み方によって与えられ, 合計で 710 点に対する HRTF が与えられている.

また, 測定に用いられた KEMAR の耳介は, 左右対称ではなかった. これは人間でも同様であり, 完全に左右対称な耳への応答を持つ人はいないが, このデータセットのドキュメントにおいて, HRTF の左右の組を選択するときに KEMAR の片方の耳から得られた対称的なものを使用することを推奨しているため, これにしたがって使用するデータを選択した. このため, 厳密な正面方向, すなわち $\theta = 0, \phi = 0$ からの左右の耳への応答は完全に同一となるのが望ましいことになる.

頭部中心を原点とする極座標で表された HRTF 音源点 $(1.4, \theta, \phi)$ に対応する, 左耳の耳孔点 L, 右耳の耳孔点 R への時間域インパルス応答をその HRTF 音源点に対する HRTF と定義し, 時間依存のスカラー関数 $H_{\theta, \phi}^A(t)$ ($A = L, R$) で表す. ある HRTF 音源点でのラウドスピーカーによる信号がわかっている場合, その点での HRTF とラウドスピーカー信号を畳み込むことでその点を経由する音の耳孔における応答が得られる.

ここで, ラウドスピーカーが再生するのは音圧そのものではない点に注意する必要がある. HRTF の測定には点音源を用いるのが望ましいとされる⁽⁷⁾が, ラウドスピーカーを用いた場合点音源とはならない. ラウドスピーカーは, 音圧を表現した電気信号をコーン紙などの膜の振動に変換することにより特定の方向に振動する音波を生成するため, 音圧が時間依存のスカラー関数として入力されたとき, 入力信号に対応する定点の振動が特定方向へ伝わる速度が実際の音圧になると考えるのが適当である. したがって何らかの方法で (本研究では境界要素法による) HRTF 音源点における音圧の値が計算できる場合, その点における音源球面の法線微分の値をラウドスピーカーの出力として使用する.

以上より、音源球面上の任意の点での HRTF が連続的に与えられているならば、耳孔 A = L または R での音は以下の積分で表される。

$$\int_{S_{\text{src}}} \int_0^t n_i(\theta, \phi) \frac{\partial u}{\partial x_i}(\theta, \phi, t-s) H_{\theta, \phi}^A(s) ds dS. \quad (14)$$

ここに、音源球面を S_{src} とし、音源球面上の点 $(1.4, \theta, \phi)$ における外向き単位法線ベクトルを $n_i(\theta, \phi)$ とする。

実際は音源球面上の離散点における HRTF を用いるため、積分も離散化近似を行って計算する。内点の勾配を

$$\frac{\partial u}{\partial x_i}(\theta, \phi, t) \simeq \sum_{m=1}^n \frac{\partial u}{\partial x_i}(\theta, \phi, m\Delta s) M_T^m(t; \Delta s) \quad (15)$$

と離散化近似することで畳み込みも離散化する。ただし、 $\Delta s = 1/44100 \text{ sec}$ は HRTF のサンプリングレートである。このとき、(14) は

$$\sum_{\theta, \phi} \sum_m n_i(\theta, \phi) \frac{\partial u}{\partial x_i}(\theta, \phi, (n-m+1)\Delta s) H_{\theta, \phi}^A(m\Delta s) |S_{\theta, \phi}|, \quad (16)$$

と近似される。ここで $|S_{\theta, \phi}|$ は Gauss 積分の重みであり、1 点積分を考え HRTF を与える球面上の各点が球面上で受け持つ面積とする。仰角、方位角をそれぞれ ϑ, φ で均等に分割した場合、 $r = 1.4 \text{ m}$ として

$$\begin{aligned} |S_{\theta, \phi}|_{ij} &= \int_{j\varphi-\varphi/2}^{j\varphi+\varphi/2} \int_{i\vartheta-\vartheta/2}^{i\vartheta+\vartheta/2} r^2 \cdot \cos \theta d\theta d\varphi \\ &= r^2 \varphi [\sin \theta]_{i\vartheta-\vartheta/2}^{i\vartheta+\vartheta/2} \\ &= r^2 \varphi (\sin(i\vartheta + \vartheta/2) - \sin(i\vartheta - \vartheta/2)) \\ &= 2r^2 \varphi \cos(i\vartheta) \sin(\vartheta/2). \end{aligned} \quad (17)$$

と計算できる。今用いている極座標から直角座標への変換は $r(\cos \theta \cos \phi, \cos \theta \sin \phi, \sin \theta)^T$ で表されるため、ヤコビアンは天頂で極角を 0 とする一般的なものと異なる。 i, j は離散化された仰角、方位角の添字である。音圧勾配 $\frac{\partial u}{\partial x_i}$ は境界要素法による計算で得られる量を用いて計算できるので、用意された HRTF のデータを用いることで耳孔での音を計算できる。

ところで、境界要素法を用いて音圧の時間域分布を求める一連の手順における時間の刻み幅 Δt と、HRTF が計測された際の時間刻み幅 Δs の差異に注意する必要がある。 Δs は $1/44100 \text{ sec}$ だが、 Δt がそれに等しいとは限らない。そのため、HRTF を用いた計算の前に、各 HRTF 音源点で求められた時系列データを適切にリサンプリングする必要がある。本研究の境界要素法の計算では $\Delta t = 1/2940 \text{ sec}$ として計算したので、15 倍のアップサンプリングが必要である。大抵の場合フィルタ処理などによりこれは簡単に実行できるが、実装の簡略化を優先して線形補間を行った。そのため計算結果には小さい高周波ノイズが現れている。

3.2. 散乱体が遠方にある場合の近似

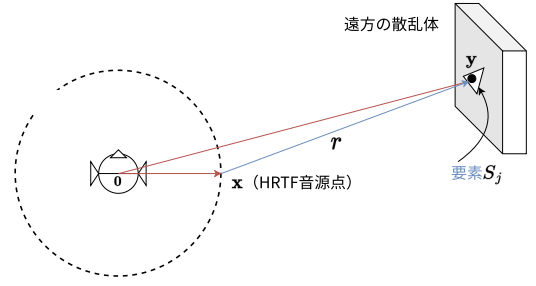


Fig3 遠方近似の概要

音源球面上の音場から耳孔までの影響を精度良く得るためには、音源球面上に多数の HRTF 音源点を均等に取るのが望ましい。しかし、その数だけ内点計算が必要であり、耳孔での音の計算に時間がかかるという問題がある。これをある程度解決するため、散乱体が頭部に対して遠くにある場合に近似計算を行うことで計算量を削減することを考える。

音圧の勾配を計算する音源球面上の点を \mathbf{x} とする。このとき、散乱体表面の境界要素 S_j 上の点 \mathbf{y} からの \mathbf{x} までの影響を、 \mathbf{y} から原点 $\mathbf{0}$ までの影響で近似する (Fig.3)。

まず、 $|\mathbf{x}| \ll |\mathbf{y}|$ であることから、

$$|\mathbf{x} - \mathbf{y}| \simeq |\mathbf{y}| \left(1 - \frac{\mathbf{x} \cdot \mathbf{y}}{|\mathbf{y}|^2} \right), \quad (18)$$

と近似する。このとき、Taylor 展開により

$$\frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|} \simeq \frac{1}{|\mathbf{y}|} \left(1 + \frac{\mathbf{x} \cdot \mathbf{y}}{|\mathbf{y}|^2} \right) \quad (19)$$

と近似できる。

さて、 \mathbf{x} における音圧の勾配は (11) 式で計算できる。一重層ポテンシャルについて、離散化すると

$$\begin{aligned} \sum_j \sum_{m=1}^n \frac{\partial u}{\partial n}(\mathbf{x}^j, m\Delta t) \\ \frac{\partial}{\partial x_i} \int_{S_j} \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma(\mathbf{x} - \mathbf{y}, n\Delta t - s) M_T^m(s; \Delta t) ds dS_{\mathbf{y}}, \end{aligned} \quad (20)$$

となる。この式の時間積分について、以下のように近似する。

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma(\mathbf{x} - \mathbf{y}, n\Delta t - s) M_T^m(s; \Delta t) ds \\ = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\delta\left(n\Delta t - s - \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|}{c}\right)}{4\pi|\mathbf{x} - \mathbf{y}|} M_T^m(s; \Delta t) ds \\ \simeq \frac{1}{4\pi|\mathbf{y}|} \left(1 + \frac{\mathbf{x} \cdot \mathbf{y}}{|\mathbf{y}|^2} \right) M_T^m\left(n\Delta t - \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|}{c}; \Delta t\right) \\ \simeq \frac{1}{4\pi|\mathbf{y}|} \left(1 + \frac{\mathbf{x} \cdot \mathbf{y}}{|\mathbf{y}|^2} \right) M_T^m\left(n\Delta t - \frac{|\mathbf{y}|}{c} + \frac{\mathbf{x} \cdot \mathbf{y}}{c|\mathbf{y}|}; \Delta t\right) \\ \simeq \left(1 + \frac{\mathbf{x} \cdot \mathbf{x}^j}{|\mathbf{x}^j|^2} \right) \frac{1}{4\pi|\mathbf{y}|} M_T^{m*}\left(n\Delta t - \frac{|\mathbf{y}|}{c}; \Delta t\right). \end{aligned} \quad (21)$$

ただし、 $m^* = m - \lfloor \frac{\mathbf{x} \cdot \mathbf{y}}{c\Delta t|\mathbf{y}|} \rfloor$ と定義し、 $\lfloor x \rfloor$ は x を超えない最大の整数である。ここで、式 (9) の一重層ポテンシャル項を離散化

した際の境界要素添字 j , 時間ステップ $n - m + 1$ における項の係数を $P_j^{n-m+1}(\mathbf{x})$ で表す. これは, 離散化した境界積分方程式の係数は

$$P_j^{n-m+1}(\mathbf{x}) = \int_S \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma(\mathbf{x} - \mathbf{y}, n\Delta t - s) M_S^j(\mathbf{y}) M_T^m(s; \Delta t) ds dS \quad (22)$$

であり, したがって

$$P_j^{n-m+1}(\mathbf{0}) = \frac{1}{4\pi|\mathbf{y}|} M_T^m\left(n\Delta t - \frac{|\mathbf{y}|}{c}; \Delta t\right), \quad \mathbf{y} \in S_j, \quad (23)$$

であることを用いると, 一重層ポテンシャルの勾配は, 原点における影響係数 $P_j^{n-m+1}(\mathbf{0})$ を用いて

$$\begin{aligned} & \sum_j \sum_{m=1}^n \frac{\partial u}{\partial n}(\mathbf{x}^j, m\Delta t) \\ & \frac{\partial}{\partial x_i} \int_{S_j} \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma(\mathbf{x} - \mathbf{y}, n\Delta t - s) M_T^m(s; \Delta t) ds dS_{\mathbf{y}} \\ & \simeq \sum_j \sum_{m=1}^n \frac{\partial u}{\partial n}(\mathbf{x}^j, m\Delta t) \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(1 + \frac{\mathbf{x} \cdot \mathbf{x}^j}{|\mathbf{x}^j|^2}\right) P_j^{n-m+1}(\mathbf{0}) \right] \\ & = \sum_j \left[\frac{\mathbf{x}^j}{|\mathbf{x}^j|^2} \left(\sum_{m=1}^n \frac{\partial u}{\partial n}(\mathbf{x}^j, m\Delta t) P_j^{n-m+1}(\mathbf{0}) \right) \right. \\ & \quad \left. + \left(1 + \frac{\mathbf{x} \cdot \mathbf{x}^j}{|\mathbf{x}^j|^2}\right) \left(\sum_{m=1}^n \frac{\partial u}{\partial n}(\mathbf{x}^j, m\Delta t) \frac{\partial}{\partial x_i} P_j^{n-m+1}(\mathbf{0}) \right) \right], \quad (24) \end{aligned}$$

と表示できる. したがって, 原点における $P_j^{n-m+1}(\mathbf{0})$ とその勾配を各時間ステップと要素ごとに計算して保存し, HRTF 音源点 \mathbf{x} におけるその時刻の一重層ポテンシャルの勾配を式 (24) を用いて近似計算すれば, 使用する HRTF 音源点が増えても時間にかかる計算の回数を減らすことができる. 二重層ポテンシャルの勾配についても同様である.

4. 数値実験の計算結果

以上の理論を基に耳孔に届くバイノーラル音を合成する数値実験を行う. 計算はすべて手元のラップトップ (Macbook Air 1.8GHz デュアルコア Intel Core i5, RAM 8GB) で行う.

4.1. バイノーラル信号合成

まず, 散乱体がない状態で一定周波数の正弦波を入射波として与え, 頭部への波の到達時間などの再現性を調べた.

条件として, 内点計算の時間刻み幅を $\Delta t = 1/2940$ sec, 音速を 340 m/sec とし, 座標 (0, 0, -5) m の点音源で一定周波数の正弦波が鳴っているとした. 人の頭部が空間内にあり, 頭部中心から人から見て真右の方向の距離 4 m の位置に点音源がある.

以上の条件で左右の耳への応答を計算し Fig.4 から Fig.6 に示した. 入射波の周波数は 73, 196, 1470Hz の三種類について実験した.

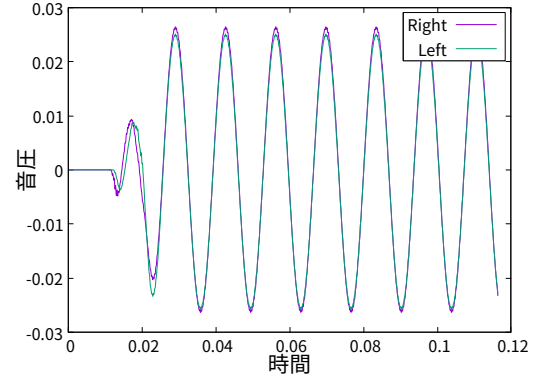


Fig4 73 Hz の入射波に対する左右の耳での応答 (紫線: 右耳, 緑線: 左耳)

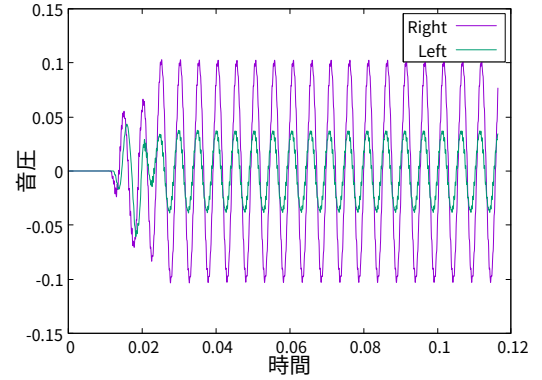


Fig5 196 Hz の入射波に対する左右の耳での応答 (紫線: 右耳, 緑線: 左耳)

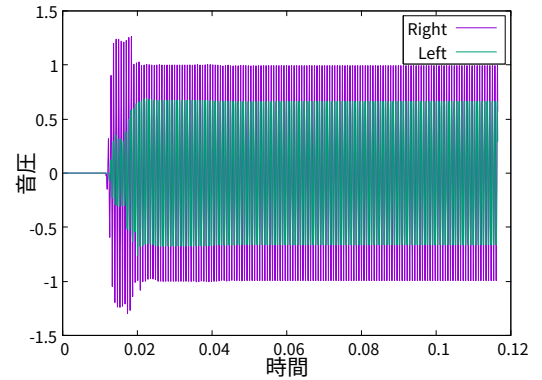


Fig6 1470 Hz の入射波に対する左右の耳での応答 (紫線: 右耳, 緑線: 左耳)

Fig.4~Fig.6 より, いずれも右耳への音の振幅のほうが大きくなっている. 音源から異なる位置関係にある両耳に対して振幅において異なる周波数応答を示しているのは, 低周波の波動は回折しやすく, 頭部を回り込む際に減衰が少なくなるからだと考えられる. 文献⁽¹⁾によると, 人は左右の音像定位の際に, 高周波数では両耳に到達する音の音圧の差を用い, 低周波数では到達時間差を用いるとされている. したがってこの結果は, 人間が音を認

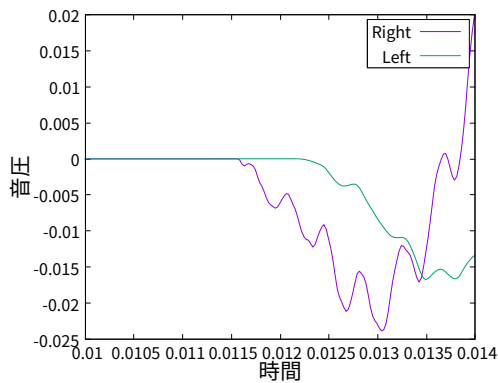


Fig.7 196 Hz の音源が右にあるとき左右の耳に音が到達する時間の差 (紫線：右耳，緑線：左耳)

識するための実際の波動の性質を表すことができていると考えられる。

Fig.7 は、右からの波が左右の耳に到達する時間差を示したものである。時間差はおよそ 5×10^{-4} sec となっており、左右の耳の距離がおよそ 0.2 m であることから妥当である。

4.2. 散乱体の存在による影響

散乱波の影響を確認するために、空間上に散乱体を配置し、周波数 73 Hz の正弦波 1 波長分を入射波として散乱波のみの数値解を求めた。散乱体は $(0, 0, 1)$ m を中心とする半径 1 m の球体とし、境界条件は $\frac{\partial u}{\partial n} = 0$ の完全反射条件を与える。この散乱体を三角形メッシュで境界要素に分割して離散化した。この要素数は 1080 である。また頭部中心を $(-6, 0, 1)$ m に配置し、向きは x_2 軸の正方向を向き、頭頂は x_3 軸の正方向を向いているとする状態を考える。点 L, R はそれぞれ左右の耳を表す。Fig.8 において、source が点音源、赤い球が散乱体、緑色の球が頭部を模したものである。

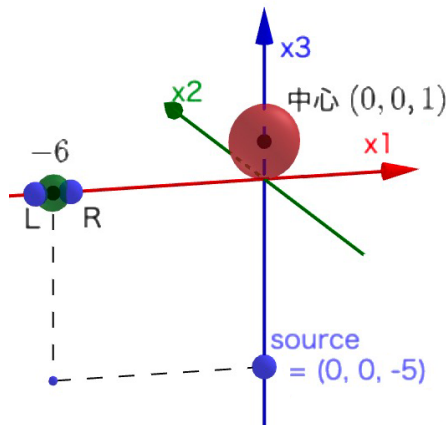


Fig.8 頭部に対して散乱体を右側に配置する状態

散乱体の有無による右耳への応答の差を示したものが Fig.9 で

ある。Fig.9 より、散乱体の影響を計算できていることがわかる。

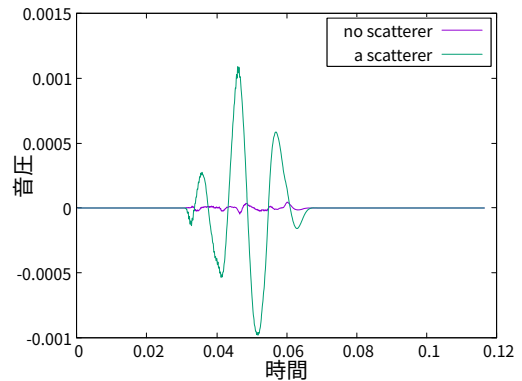


Fig.9 散乱体がある場合とない場合の散乱波の比較 (紫線：散乱体なし，緑線：あり)

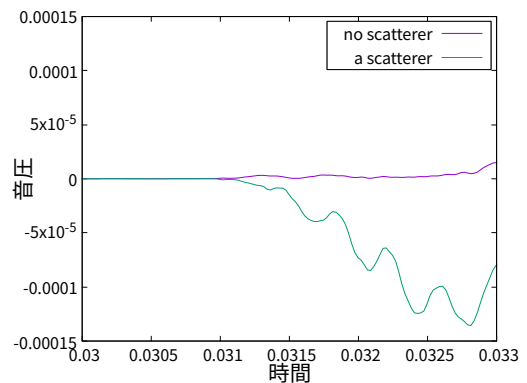


Fig.10 散乱波が到達する様子

なお、この図の散乱体がない場合は散乱波は存在しないためゼロでなければならないが、計算誤差のために小さい振幅が現れている。Fig.10 は、Fig.9 の到達する時刻の周辺を拡大したものである。約 3.11×10^{-2} sec で散乱波が右耳に到達している。球状散乱体による散乱波が音源から右耳まで進む距離は 10.58 m ほどであるから、これは妥当な結果である。

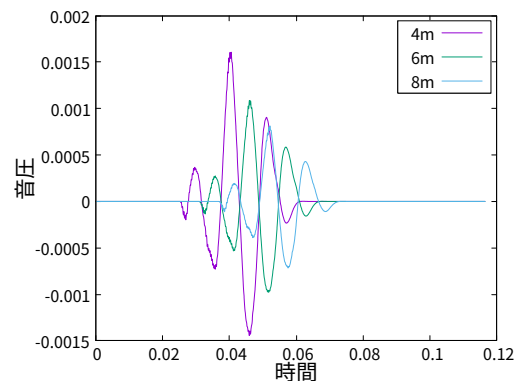


Fig.11 散乱体中心との距離による散乱波の差異 (紫線：4 m, 緑線：6 m, 青線：8 m)

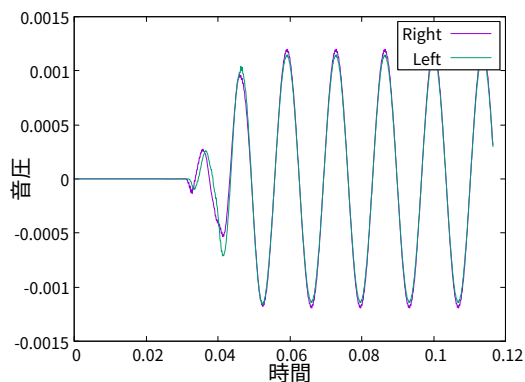


Fig.12 散乱波の左右の耳への影響（紫線：右耳，緑線：左耳）

Fig.11 は，散乱体が右にある状態を保ちながら，頭部中心を $(x, 0, 1)$ m ($x = -4, -6, -8$) に配置して散乱波のみを計算した結果である．頭部が散乱体から離れるにしたがって散乱波が減衰していることがわかる．

また，Fig.8 の配置における散乱波の左右の耳への応答の差を調べた．音源が正弦波 1 波長分のみでは耳孔における応答がわかりにくかったため，持続的な正弦波を音源として左右の耳への散乱波の影響を計算したものが Fig.12 である．散乱波のみに対しても Fig.4 と似た応答を示しており，妥当な結果が得られている．

4.3. 遠方近似による精度と高速化の検証

3.2 節で示した遠方近似手法による信号の生成と，その精度について実験した結果を掲載する．頭部，音源と散乱体の位置

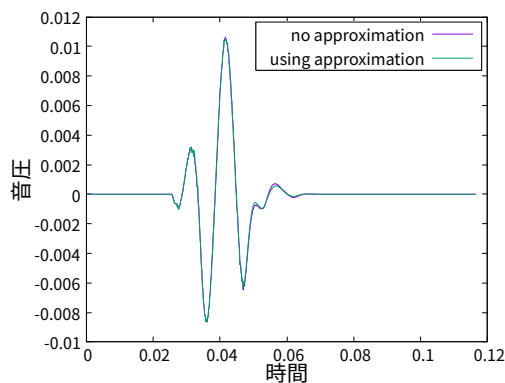


Fig.13 遠方近似の有無による計算結果の違い（紫線：近似なし，緑線：遠方近似あり）

は前節と同様に Fig.8 のものとし，近似計算の精度を確かめた．Fig.13 は，近似計算により求めた入射波と散乱波を合わせた左耳への応答と，近似せずにもとめた左耳への応答をプロットしたものである．近似により概ね妥当な信号を生成できている．

また，先述の一般的なスペックの PC で実行する際に，信号生成に使用するすべての HRTF 音源点における音圧の勾配を保存するまでの実行時間の計測を行った（境界積分方程式を数値的に

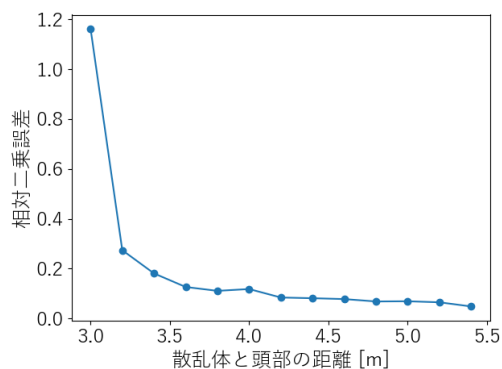


Fig.14 音源と頭部の距離と近似誤差の関係

解く部分は計算時間に含めていない）．勾配を畳み込みで計算して HRTF を畳み込む作業を各方向に行うかどうかのほぼ全体で近似を利用している．近似計算を行った場合は 22.95 sec，行わない場合は 65.40 sec となり，遠方近似により計算時間が短縮されていることが確認できる．今回は行わなかったが，この近似により並列化が可能となるため，並列化を利用すればさらに速くなると考えられる．

Fig.14 は，散乱体の中心と頭部中心の距離による近似精度の関係を示したものである．誤差 e は，散乱波のみの遠方近似計算による数値解 $u_{\text{approx}}^{\text{sca}}(m\Delta s)$ と，遠方近似を行わない方法による数値解 $u^{\text{sca}}(m\Delta s)$ を用い，以下の式で算出した．

$$e = \frac{\sum_m |u_{\text{approx}}^{\text{sca}}(m\Delta s) - u^{\text{sca}}(m\Delta s)|^2}{\sum_m |u^{\text{sca}}(m\Delta s)|^2} \quad (25)$$

Fig.14 により，散乱体から 4 m 程離れれば，実用的な精度で散乱場が再現できていると考えられる．

5. 結論

境界要素法による音場の計算と頭部伝達関数の組み合わせにより，簡単な入力に対して音像定位が可能なバイノーラル信号を生成できた．また，近似計算により，散乱体が遠方にある場合の散乱場の計算を，ある程度の精度を保ちながら削減することができた．なお，今回作成した音はあくまで仮想空間上の人の耳に届く音であり，これを VR 機器などで再生する際はヘッドホンの特性を考慮したフィルタ処理などが必要になる．フォーマットを定めて適切な HRTF データセットを用意することで，個人に合わせた音像を作り出すことも可能であると考えられる．

現在の実装では様々な簡略化を行っており，実際の問題に即した実装とすることは今後の課題である．加えて，VR を目標とするにはリアルタイムでの計算が必要になるが，これと比べると現在は計算が遅いため，さらに近似等の手法を考えて高速化を図ることも課題として考えられる．また，現在の境界要素法の数値計算手法では固定音源にのみ対応できる．VR のような仕組みを考

える場合, 移動する音源に対応するのも今後の課題である. また, この研究で考察した手法を逆解析の応用問題に適用して研究することを今後の展望とする.

参考文献

- (1) 岩谷幸雄: 頭部伝達関数による音像定位——個人化へ向けたデータ群と課題——, 日本音響学会誌 73.3, pp. 173-180, 2017.
- (2) 小泉宣夫: バーチャル・リアリティと音響技術 ((小特集)バーチャル・リアリティ), 日本音響学会誌 49.7, pp. 497-501, 1993.
- (3) 星和磨, 羽入敏樹, 関口克明: 室形状の周波数別自動生成を組み込んだ音線法による音響シミュレーション, 日本建築学会環境系論文集 73.625, pp. 267-274, 2008.
- (4) 谷川将規, 宇野昌利, 宮瀬文裕: 騒音対策支援のための可聴化システム, 清水建設研究報告 第 93 号, 平成 28 年 1 月.
- (5) 吉川仁, 西上駿祐: 遠方近似を用いた 3 次元時間域境界要素法による仮想空間における移動点のリアルタイム可聴化, 計算数理工学論文集 Vol.21, pp. 125-130, 2021.
- (6) HRTF Measurements of a KEMAR Dummy-Head Microphone, <https://sound.media.mit.edu/resources/KEMAR.html>
- (7) 橘秀樹: 室内音響測定の実状と今後の課題, 日本音響学会誌 49.2, pp. 97-102, 1993.